

Approved For Release STAT  
2009/08/31 :  
CIA-RDP88-00904R000100130

Dec

Approved For Release  
2009/08/31 :  
CIA-RDP88-00904R000100130



Вторая Международная конференция  
Организации Объединенных Наций  
по применению атомной энергии  
в мирных целях

A/CONF/15/P/...  
UNSR  
ORIGINAL: RUSSIA

Не подлежит оглашению до официального сообщения на Конференции

ОБ ЭНЕРГИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ОСКОЛКОВ ПРИ  
ДЕЛЕНИИ ЯДЕР

Б.Т.Гейликман

§ 1. Как известно, в случае деления вблизи порога процесс деформации делящегося ядра после прохождения через седловую точку является приблизительно квазистатическим по отношению к внутренним степеням свободы ядра. Ввиду этого, вероятность возбуждения этих степеней свободы до точки разрыва шейки невелика. Лишь во время существенно неквазистатической стадии разрыва шейки вероятность возбуждения внутренних степеней свободы осколков становится значительной (1).

Наибольший интерес для сравнения с экспериментом представляет вычисление зависимости энергии возбуждения осколков от отношения масс осколков  $A_1/A_2$  для данного ядра и от  $Z$  и  $A$  делящегося ядра при данном отношении  $A_1/A_2$ .

Для вычисления энергии возбуждения осколков необходимо знать полную потенциальную энергию осколков, как функцию их параметров деформации  $\alpha_2^{(1)}, \alpha_3^{(1)}$  и  $\alpha_2^{(2)}, \alpha_3^{(2)}$  и расстояния между их центрами тяжести  $d$ .

Мы будем предполагать, что уравнения поверхности осколков имеют вид  $r_i(\vartheta_i) = R_i \left[ 1 + \sum_{n=0}^3 \alpha_n^{(i)} P_n(\cos \vartheta_i) \right]$ ;

$$i=1,2; \quad R_i = r_0 A_i^{1/3}; \quad r_0 = (1.2-1.5) \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

$\alpha_0^{(i)}$  и  $\alpha_1^{(i)}$  выражаются из условий постоянства объемов и положения центров тяжести осколков через  $\alpha_2^{(i)}, \alpha_3^{(i)}$ . Тогда, как показано в (2), энергия кулоновского взаимодействия двух осколков с точ-

25 YEAR RE-REVIEW

-2-

ностью до членов второго порядка по  $\alpha_n^{(1)}$ ,  $\alpha_n^{(2)}$  имеет вид:

$$\begin{aligned}
 u_{63} = \frac{z_1 z_2}{a} \frac{v^2}{v_0} \left\{ 1 + \frac{3}{5a^2} \sum_{i=1}^2 \alpha_2^{(1)} A_i^{2/3} + \frac{3}{70^2} \sum_{i=1}^2 \alpha_3^{(1)} A_i + \right. \\
 + \frac{3}{55a^2} \sum_{i=1}^2 [\alpha_2^{(1)}]^2 (4A_i^{2/3} + 3A_i^{4/3}/a^2) + \frac{3}{70^2} \sum_{i=1}^2 [\alpha_3^{(1)}]^2 \left( \frac{8}{15} A_i^{2/3} + \right. \\
 + \frac{3}{11} A_i^{4/3}/a^2 + \frac{200}{429} A_i^2/a^4 \Big) + \sum_{i=1}^2 \alpha_2^{(1)} \alpha_3^{(1)} \left( \frac{4A_i}{7a^3} + \frac{5A_i^{5/3}}{11a^5} \right) + \\
 + \frac{18}{7a^3} (\alpha_2^{(1)} \alpha_3^{(2)} A_1^{2/3} A_2 + \alpha_2^{(2)} \alpha_3^{(1)} A_1 A_2^{2/3}) + \\
 \left. + \frac{54}{25} \alpha_2^{(1)} \alpha_2^{(2)} (A_1 A_2)^{2/3} / a^4 + \frac{180}{49} \alpha_3^{(1)} \alpha_3^{(2)} A_1 A_2 / a^6 \right\}; \quad (1)
 \end{aligned}$$

$\alpha = \frac{d}{r_0}$ ;  $d$  - расстояние между центрами тяжести осколков.

Энергия деформации каждого осколка в рамках капельной модели в том же квадратичном приближении была найдена еще Бором и Уиле-ром (3):

$$u_0^{(i)} = \frac{e^2}{r_0} \left\{ \frac{3}{25} \left( \epsilon A_i^{2/3} - z_i^2 / A_i^{1/3} \right) [\alpha_2^{(i)}]^2 + \frac{3}{14} \left( \epsilon A_i^{2/3} - \frac{4}{7} z_i^2 / A_i^{1/3} \right) [\alpha_3^{(i)}]^2 \right\}; \quad \epsilon = 48-50.$$

§ 2. Энергия возбуждения каждого осколка, как известно, значительно больше кванта поверхностных колебаний  $\hbar\omega$ . Поэтому для вычисления возбуждения осколков можно пользоваться не квантовыми, а классическими уравнениями движения для переменных  $\alpha_2^{(i)}, \alpha_3^{(i)}, \alpha$ :

$$M\ddot{\alpha} = -\frac{\partial V}{\partial \alpha};$$

$$\frac{3}{10} M_1 A_1^{2/3} \ddot{\alpha}_2^{(1)} = -\frac{\partial V}{\partial \alpha_2^{(1)}} - p_{22}^{(1)} \dot{\alpha}_2^{(1)} - p_{23}^{(1)} \dot{\alpha}_3^{(1)};$$

$$\frac{3}{10} M_2 A_2^{2/3} \ddot{\alpha}_2^{(2)} = -\frac{\partial V}{\partial \alpha_2^{(2)}} - p_{22}^{(2)} \dot{\alpha}_2^{(2)} - p_{23}^{(2)} \dot{\alpha}_3^{(2)};$$

$$\frac{1}{7} M_1 A_1^{2/3} \ddot{\alpha}_3^{(1)} = -\frac{\partial V}{\partial \alpha_3^{(1)}} - p_{33}^{(1)} \dot{\alpha}_3^{(1)} - p_{32}^{(1)} \dot{\alpha}_2^{(1)};$$

$$\frac{1}{7} M_2 A_2^{2/3} \ddot{\alpha}_3^{(2)} = -\frac{\partial V}{\partial \alpha_3^{(2)}} - p_{33}^{(2)} \dot{\alpha}_3^{(2)} - p_{32}^{(2)} \dot{\alpha}_2^{(2)};$$

$$V = u_{63} + u_2^{(1)} + u_2^{(2)}; \quad \dot{\alpha}_n \equiv d\alpha_n/d\tau.$$

Здесь  $\mu = 1 / \left( \frac{m r_0^3}{e^2} \right)^{1/2}$ ;  $m$  - атомная единица массы,  $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ ;

-3-

$M_i$  - масса  $i$ -го ядра в атомных единицах;  $P_{ke}^{(i)}$  - коэффициенты трения.

Массовые коэффициенты  $\mu_n = \frac{5M}{n(2n+1)}$  были найдены в (4). В (2) включены силы трения для степеней свободы  $\alpha_2^{(i)}$ ,  $\alpha_3^{(i)}$ . Наличие таких сил трения связано с возможностью передачи энергии поверхностных колебаний нуклонным степеням свободы. Если

$$\tau_{\text{нукл}} \ll \tau_{\text{кол}} \quad (\tau_{\text{нукл}} = \hbar / \Delta E_{\text{нукл}}; \quad \tau_{\text{кол}} = \hbar / \Delta E_{\text{кол}};$$

$\Delta E_{\text{нукл}}$  - расстояние между нуклонными уровнями;  $\Delta E_{\text{кол}} = \hbar \omega$ ), то колебания будут медленными по сравнению с движением нуклонов и вероятность возбуждения нуклонных степеней свободы будет мала. В этом случае силу трения  $\varphi_{\text{тр}}$  можно считать равной нулю. Если же  $\tau_{\text{нукл}} \gg \tau_{\text{кол}}$ , то сила трения будет отлична от нуля. В случае деления вблизи порога, в начале после разрыва шейки  $\Delta E_{\text{нукл}} > \Delta E_{\text{кол}}$ , т.е.  $\tau_{\text{нукл}} < \tau_{\text{кол}}$  и  $\varphi_{\text{тр}} \simeq 0$ . Однако, так как хотя и медленно, но все же передача энергии нуклонным степеням свободы будет происходить, то с увеличением энергии возбуждения осколков может оказаться, что  $\tau_{\text{нукл}} > \tau_{\text{кол}}$ . В этом случае силу трения нельзя уже считать равной нулю. Мы видим, что с увеличением энергии возбуждения осколков возрастает и сила трения. В случае деления сильно возбужденного ядра в самом начале  $\Delta E_{\text{нукл}} \ll \hbar \omega$  и сила трения отлична от нуля. Мы найдем решение системы уравнений (2) в двух предельных случаях: 1)  $P_{ke}^{(i)} = 0$ ,  $\varphi_{\text{тр}} = 0$

$$\text{и } 2) P_{23}^{(i)} = P_{32}^{(i)} = 0, \quad \frac{5 P_{22}^{(i)}}{3 M_i A_i^{2/3}} \gg \omega_2^{(i)}, \quad \frac{7 P_{33}^{(i)}}{2 M_i A_i^{2/3}} \gg \omega_3^{(i)} \quad (\omega_2 -$$

частота квадрупольных колебаний,  $\omega_3$  - частота октупольных колебаний). В первом случае дополнительная энергия возбуждения осколков (помимо той тепловой энергии, которую имели осколки в момент разрыва шейки) будет равна энергии колебаний при  $\alpha \rightarrow \infty$  (в единицах  $e^2/r_0$ ):

$$\begin{aligned} E_{\infty}^{(i)} &= \frac{3}{20} M_i A_i^{2/3} [\alpha_2^{(i)}]^2 + \frac{1}{14} M_i A_i^{2/3} [\alpha_3^{(i)}]^2 + \\ &+ \frac{3}{25} \left( \epsilon A_i^{2/3} - z_i^2 / A_i^{1/3} \right) [\alpha_2^{(i)}]^2 + \frac{3}{14} \left( \epsilon A_i^{2/3} - \frac{4}{7} z_i^2 / A_i^{1/3} \right) [\alpha_3^{(i)}]^2, \\ E_{\infty} &= E_{\infty}^{(1)} + E_{\infty}^{(2)} \end{aligned} \quad (3)$$

-4-

(В дальнейшем в течение достаточно большого времени эта энергия колебаний перейдет в энергию движения нуклонов).

Во втором случае дополнительная энергия возбуждения осколков равна полной работе сил трения:

$$W_i = P_{22} \int_0^{\infty} [\dot{\alpha}_2^{(i)}]^2 d\tau + P_{33} \int_0^{\infty} [\dot{\alpha}_3^{(i)}]^2 d\tau,$$

$$W = W_1 + W_2 \quad (4)$$

Деление вблизи порога, по-видимому, более близко к первому случаю, так как возбуждение колебаний происходит за несколько периодов колебаний, когда сила трения еще остается малой. Деление возбужденного ядра соответствует второму случаю. Можно ожидать, впрочем, что величина энергии возбуждения будет не очень сильно отличаться в обоих предельных случаях.

§ 3. Найдём теперь начальные условия для системы уравнений (2). Форма делящегося ядра при любой симметричной деформации была вычислена на основе капельной модели Франкелем и Метрополисом (8)

(см. 6)  $\frac{r(\theta)}{R} = c \left[ 1 + \sum_{l=0}^4 \alpha_{2l} P_{2l}(\cos \theta) \right];$

$$\alpha_0 = -y^2 [1,06 + 9,76 \cdot 10^{-4} (0,49 - y)^{-4}]; \quad \alpha_2 = y [2,3 + 5,42 \cdot 10^{-4} (0,49 - y)^{-4}];$$

$$\alpha_4 = y^2 \{1,6 + y [3,0 + 2,84 \cdot 10^{-3} (0,49 - y)^{-4}]\}; \quad \alpha_6 = -2,36 \cdot 10^{-5} (0,49 - y)^{-4};$$

$$\alpha_8 = -4,72 \cdot 10^{-5} (0,49 - y)^{-4} \quad (5)$$

$y$  - параметр, определяющий деформацию;  $c$  - нормировочная постоянная.

Найдём  $y = y_k$ , для которого толщина шейки равна нулю.  $y_k = 0,357$ .

Добавим к выражению для  $\frac{r(\theta)}{cR}$  асимметричное слагаемое  $\frac{5}{2} \alpha_3 \cos^3 \theta \equiv \alpha_3 \left[ P_3(\cos \theta) + \frac{3}{2} P_1(\cos \theta) \right]$ . Если  $\alpha_3$  невелико, то получаемая таким образом форма ядра близка к истинной в момент разрыва шейки (9).

-5-

Для каждого значения  $\alpha_3$  находим  $\alpha_2$  из условия:

$$\int_{-1}^1 [\tau(\mu)/R]^3 d\mu = 2$$

отношение объемов двух осколков, т.е.  $A_1/A_2$  (напр., при  $A_1/A_2 = 0,6$ ;  $\alpha_3 \approx 0,07$ ) и расстояние  $d_1 = B_1 \tau_0 A^{1/3}$ ,  $d_2 = B_2 \tau_0 A^{1/3}$  центров тяжести осколков до точки разрыва шейки. Перенеся начало координат каждого осколка в его центр тяжести, можно найти коэффициенты разложения  $\tau_1(\theta_1)$  и  $\tau_2(\theta_2)$  по полиномам Лежандра, т.е.  $\alpha_n^{(1)}$  и  $\alpha_n^{(2)}$  ( $n=0, \dots, 3$ ). В (2) приведены найденные таким образом кривые для  $B_1$  и  $B_2$  как функции  $A_1/A_2$  и  $\alpha_2^{(1)}$ ,  $\alpha_3^{(1)}$ ,  $\alpha_2^{(2)}$ ,  $\alpha_3^{(2)}$  как функции  $A_1/A_2$ .

Очевидно, эти значения  $\alpha_2^{(1)}$ ,  $\alpha_3^{(1)}$  и  $\alpha = (B_1 + B_2) A^{1/3}$ , полученные для равной нулю толщины шейки и следует принять в качестве начальных условий для системы уравнений (2). При этом мы получаем только начальные значения координат  $\alpha_2^{(1)}$ ,  $\alpha_3^{(1)}$ ,  $\alpha$ . Нетрудно видеть, что  $\alpha_{20}^{(1)}$ ,  $\alpha_{30}^{(1)}$ ,  $\alpha_0$  не зависят от  $\tau^2/A$  делящегося ядра, а лишь от отношения  $A_1/A_2$  ( $\alpha_0$  - также от  $A$ ).

§ 4. Начальные значения скоростей  $\dot{\alpha}_2^{(1)}$ ,  $\dot{\alpha}_3^{(1)}$ ,  $\dot{\alpha}$  существенно различны для 1) деления под действием нейтронов волизи порога, 2) спонтанного деления и 3) деления возбужденного ядра. В первом и во втором случаях во время деформации перед разрывом шейки ядро холодное и  $\tau_{\text{яукл}} \ll \tau_{\text{геф}}$  ( $\tau_{\text{геф}}$  - время движения от седловой точки до точки разрыва шейки  $/V$ ). Ввиду этого, силу трения для степени свободы  $\alpha_2$  можно считать равной нулю. При этом потенциальная энергия делящегося ядра, равная в первом случае разности потенциальной энергии в седловой точке и в точке разрыва шейки, а во втором случае - разности энергии для недеформированного ядра и энергии в точке разрыва шейки, - полностью переходит в момент разрыва шейки в кинетическую энергию степеней свободы  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$ ,  $\alpha_4$ , равную:  $T = T_{22} + T_{33} + T_{44} + T_{23} + T_{24} + \dots$

$$T_2 \equiv T_{22} = \frac{3}{20} M A^{2/3} \dot{\alpha}_2^2 I_2 \frac{e^2}{\tau_0}; \quad T_3 \equiv T_{33} = \frac{1}{14} M A^{2/3} \dot{\alpha}_3^2 I_3 \frac{e^2}{\tau_0};$$

$$T_4 \equiv T_{44} = \frac{1}{24} M A^{2/3} \dot{\alpha}_4^2 I_4 \frac{e^2}{\tau_0}; \quad T_{nn} \gg T_{mn}; \quad (m \neq n);$$

$$I_n = \frac{n}{2} \int_{-1}^1 \left[ \frac{1}{n^2} (p_n^{(1)}(\mu))^2 + p_n^2(\mu) \right] \left[ \frac{\tau(\mu)}{R} \right]^{2n+1} d\mu;$$

$$I_3 \sim I_2; \quad I_4 \sim I_2.$$

-6-

Оценим  $T_2/T_4$  следующим образом:

$$T_2/T_4 \approx \frac{18}{5} \frac{(\alpha_{2p} - \alpha_{2\delta})^2}{(\alpha_{4p} - \alpha_{4\delta})^2} \approx 7-9;$$

$\alpha_{np} = \alpha_n$  в точке разрыва шейки,  $\alpha_{n\delta} = \alpha_n$  в седловой точке.  $\alpha_{np}$  и  $\alpha_{n\delta}$  вычислялись по формуле (5) для  $x = 0,78$ . В седловой точке  $y = 1 - x$ ,  $x = (z^2/A)/(z^2/A)_{кр}$  [6].

Как было показано в [2], при спуске с седловой точки движение ядра для степени свободы  $\alpha_3$  представляет колебания около положения равновесия. Положение равновесия до раздвоения ложбинки на поверхности энергии соответствует  $\alpha_3 = 0$ , а после раздвоения ложбинки — некоторым значениям  $\pm \alpha_3^0(\alpha_2)$ , отличным от нуля и увеличивающимся с увеличением  $\alpha_2$ . Этот осциллятор для  $\alpha_3$  находится в нулевом состоянии (2). Поэтому его энергия очень мала по сравнению с  $T_2$ . Кинетическую же энергию, связанную с изменением положения равновесия  $\alpha_3^0$ , можно оценить так же, как  $T_4$ . Так как  $\alpha_{3p} < 0,1$  (см. выше), то  $T_3 \ll T_4$ ,  $\alpha_{3p} \approx 0$ . Ввиду этого можно считать, что в точке разрыва шейки  $T \approx T_2$ . Преобразуя потенциал скоростей делящегося ядра (с началом координат в центре тяжести):

$$\varphi = \frac{1}{2} P_2(\cos \theta) \alpha_2' + \frac{1}{3R} P_3(\cos \theta) \dot{\alpha}_3 = \frac{\alpha_2'}{4} (2z^2 - x^2 - y^2) + \frac{\dot{\alpha}_3}{6R} (5z^3 - 3z^2) \quad (6)$$

к началу координат одного из осколков легко показать, что если в точке разрыва шейки  $\alpha_3 = 0$ , то и  $\dot{\alpha}_3^{(0)} = \dot{\alpha}_3^{(2)} = 0$ . Скорость центра тяжести каждого осколка, очевидно, равна:

$$v_{ci}^{(0)} = \dot{\alpha}_2 B_{ci} A^{1/3}; \quad B_{ci} = -\frac{A_2(B_1 + B_2)}{A}; \quad B_{c2} = \frac{(B_1 + B_2)A_1}{A}$$

Поскольку  $T_{разр} \ll T_{кол}$  ( $T_{разр}$  — время разрыва шейки), мы предположим, что до и после разрыва шейки  $v_{ci}$  равны: это соответствует т.н. методу встряхивания).

-7-

Следовательно  $\dot{\alpha}|_{t=0} = v_{u2} - v_{u1} = \alpha_2 (b_1 + b_2) A^{1/3} = \dot{\alpha}_2 \alpha_0$ . Тогда  $\dot{\alpha}_2^{(1)}|_{t=0}$  и  $\dot{\alpha}_2^{(2)}|_{t=0}$  можно найти из закона сохранения энергии:

$$\frac{3}{20} M A^{2/3} I_2 \dot{\alpha}_2^2 = \frac{\mu}{2} \alpha_2^2 (b_1 + b_2)^2 A^{2/3} + \frac{3}{20} M_1 A_1^{2/3} I_2^{(1)} [\dot{\alpha}_2^{(1)}]^2 + \frac{3}{20} M_2 A_2^{2/3} I_2^{(2)} [\dot{\alpha}_2^{(2)}]^2 \quad (7) \quad I_2^{(i)} = \int_{-1}^1 \left[ \frac{1}{4} \left( \frac{\partial P_2}{\partial \theta_i} \right)^2 + P_2^2(\mu_i) \right] \left( \frac{r_i(\mu_i)}{R_i} \right)^5 d\mu_i.$$

Преобразуя  $\Psi$  сначала к началу координат I-го, а затем 2-го осколка и приравнявая  $\Psi$  и  $\Psi^{(1)}$ ,  $\Psi$  и  $\Psi^{(2)}$ , можно убедиться, что  $\dot{\alpha}_2^{(1)} = \dot{\alpha}_2^{(2)} = \dot{\alpha}_2$ . Если учесть закон сохранения энергии, не выполняющийся точно в методе встряхивания, то  $\dot{\alpha}_2^{(1)} = \dot{\alpha}_2^{(2)}$ , но  $\dot{\alpha}_2^{(1)} < \dot{\alpha}_2$ . Из (7) находим

$$\dot{\alpha}_2^{(1)} = \dot{\alpha}_2^{(2)} = \dot{\alpha}_2 (M A^{2/3} I_2 - 10 \mu \alpha_0^2 / 3)^{1/2} / (M_1 A_1^{2/3} I_2^{(1)} + M_2 A_2^{2/3} I_2^{(2)})^{1/2}.$$

Потенциальная энергия деформированного ядра в рамках капельной модели была найдена для  $A_1/A_2 = 1$  в (5) и (6);

$$U = \frac{3}{10} \frac{e^2}{r_0} A^{2/3} \epsilon \xi(x, y)$$

$$\xi(x, y) = 2,178(1-x)y^2 - 4,09(1-0,645x)y^3 + 18,64(1-0,894x)y^4 - 13,33y^5.$$

Барьер деления соответствует  $y = 1 - x$ . Однако при этом не учитывались оболочечные эффекты и ввиду этого наиболее низкая энергия в точке разрыва шейки соответствовала симметричному делению. Учет оболочечных эффектов приводит к уменьшению энергии ядра при асимметричном делении по сравнению с симметричным. Разность энергии для  $A_1 \neq A_2$  и для  $A_1 = A_2$   $\Delta U(A_1/A_2) = U(A_1/A_2) - U$  (4) в точке разрыва шейки как функция  $A_1/A_2$  была найдена в (2).

Таким образом, начальные условия в случае спонтанного деления и деления вблизи порога имеют вид:

$$\alpha_2^{(1)}|_{t=0} = \alpha_{20}^{(1)}; \quad \alpha_2^{(2)}|_{t=0} = \alpha_{20}^{(2)}; \quad \alpha_3^{(1)}|_{t=0} = \alpha_{30}^{(1)}; \quad \alpha_3^{(2)}|_{t=0} = \alpha_{30}^{(2)};$$

$$\dot{\alpha}_2^{(1)}|_{t=0} = \dot{\alpha}_2^{(2)}|_{t=0} = \left( \frac{2\epsilon \xi_{1,2}}{M I_2} - \frac{\Delta U(A_1/A_2) 20}{(e^2/r_0) 3 A^{2/3} M I_2} \right)^{1/2} \frac{(M A^{2/3} I_2 - 10 \mu \alpha_0^2 / 3)^{1/2}}{(M_1 A_1^{2/3} I_2^{(1)} + M_2 A_2^{2/3} I_2^{(2)})^{1/2}};$$

-8-

$$\dot{\alpha}_3^{(1)}|_{t=0} = \dot{\alpha}_3^{(2)}|_{t=0} = 0 \quad \alpha|_{t=0} = (b_1 + b_2) A^{1/3} \equiv \alpha_0$$

$$\dot{\alpha}|_{t=0} = (b_1 + b_2) A^{1/3} \left( \frac{2\xi \xi_{1,2}}{M I_2} - \frac{\Delta U(A_1/A_2)}{e^2/\tau_0} \frac{20}{3 A^{2/3} M I_2} \right)^{1/2} \quad (8)$$

Причем в случае деления вблизи порога

$$\xi_1 = \xi(x, 1-x) - \xi(x, 0,357) = 0,728(1-x)^3 - 0,661(1-x)^4 + \\ + 3,33(1-x)^5 - \xi(x, 0,357),$$

а в случае спонтанного деления: [ мы пренебрегаем  $\frac{\hbar\omega}{2}$ , так как  $\frac{\hbar\omega}{2} \ll U(x, 0,357)$  ]

$$\xi_2 = -\xi(x, 0,357) \quad (\xi_2 > 0)$$

В отличие от начальных значений координат  $\alpha_2^{(i)}$ ,  $\alpha_3^{(i)}$ , а начальные значения скоростей  $\dot{\alpha}_2^{(i)}$ ,  $\dot{\alpha}_3^{(i)}$ , а зависят не только от  $A_1/A_2$ , но и от  $z^2/A$ .

Можно решить также задачу с  $\xi_1$ ,  $\xi_2$ , взятыми не из теоретических расчетов, а найденными из экспериментальных данных для порогов деления.

§ 5. Рассмотрим теперь деление сильно возбужденного ядра. В этом случае  $\tau_{\text{нукл}} \gg \tau_{\text{деф}}$  и сила трения при спуске с седловой точки отлична от нуля. Поэтому можно считать, что потенциальная энергия при спуске с седловой точки полностью переходит в тепловую энергию нуклонов. При этом, очевидно, начальные значения скоростей  $\dot{\alpha}_2^{(i)}$ ,  $\dot{\alpha}_3^{(i)}$ , а следует принять равными нулю:  $\dot{\alpha}_{20}^{(i)} = \dot{\alpha}_{30}^{(i)} = \dot{\alpha}_0 = 0$ . Полная энергия возбуждения каждого осколка теперь складывается из суммы  $W^{(i)}$  (4) и соответствующей части тепловой энергии исходного ядра  $E_{\text{тепл}}$ .  $E_{\text{тепл}}$  равна энергии возбуждения в седловой точке и разности потенциальной энергии в седловой точке и в точке разрыва шейки, т.е. энергии возбуждения недеформированного ядра и разности потенциальной энергии недеформированного ядра и энергии в точке разрыва шейки. И в случае возбужденного ядра можно считать, что во время деформации тепловое равновесие успевает

-9-

устанавливаться в каждой точке. Поэтому температуры делящегося ядра приблизительно постоянная внутри ядра. При этом тепловая энергия будет делиться между осколками пропорционально их атомному весу

$$E_{\text{ТЕП}}^{(1)} = \frac{A_1}{A} E_{\text{ТЕП}}; \quad E_{\text{ТЕП}}^{(2)} = \frac{A_2}{A} E_{\text{ТЕП}}.$$

Механическая же часть энергии возбуждения, равная работе силы трения  $W = \frac{e^2}{2} \int_0^\infty (\dot{p}_{22}^{(1)} [\dot{\alpha}_2^{(1)}]^2 + \dot{p}_{33}^{(1)} [\dot{\alpha}_3^{(1)}]^2) d\tau$  может разделиться совсем другим образом и не обязательно пропорционально  $A_1$  и  $A_2$  (это видно уже для энергии колебаний  $E_{\text{кол}}^{(1)}$  при  $t=0$ ).

В промежуточном случае слабо возбужденного ядра последовательное решение задачи невозможно и можно лишь прибегнуть к интерполяции.

В уравнениях движения осколков после разрыва шейки мы не учли возможности вращательного движения осколков, в частности, возможности вращения обоих осколков в противоположных направлениях вокруг оси, перпендикулярной прямой, которая соединяет их центры (оси симметрии). В этом случае потенциальная энергия  $U(\alpha_2^{(1)}, \alpha_3^{(1)}, a)$  должна была бы зависеть также от эйлеровых углов обоих осколков. (Вращение осколков вокруг их общей оси симметрии, а также вращение обоих осколков как целого, очевидно, не меняет полученных выше результатов). Легко видеть, однако, что при вычислении энергии возбуждения такое вращательное движение можно не учитывать. Действительно, период вращения  $\tau_{\text{вращ}} \approx \frac{\hbar}{\Delta E_{\text{вр}}} = \frac{1}{\hbar}$  ввиду большой величины деформации и, следовательно, большой величины момента инерции осколка  $I$ , значительно меньше периода колебаний  $\tau_{\text{кол}}$ ;  $\Delta E_{\text{вращ}} = 20-50$  кэв,  $\Delta E_{\text{кол}} \sim 1-2$  мэв.  $\tau_{\text{вр}}/\tau_{\text{кол}} \approx (3-8) \cdot 10$ . Поэтому за время, равное нескольким периодам колебаний, в течение которого происходит практически полное возбуждение осколков, вращением осколков можно пренебречь.

§ 6. Таким образом, для вычисления энергии возбуждения осколков система уравнений (2) должна быть решена в следующих случаях:

1) Для разных значений  $z$  и  $A$  при определенном отношении  $A_1/A_2$ , например, для  $A_1/A_2$  соответствующем максимумам двугорбой кривой, или для  $A_1 = A_2$ . Последний случай менее интересен, но

-10-

система уравнений (2) при  $A_1/A_2 = 1$  существенно упрощается, так как  $\alpha_2^{(1)} = \alpha_2^{(2)}$ ;  $\alpha_3^{(1)} = \alpha_3^{(2)}$  и вместо пяти уравнений мы получаем три уравнения. Найденную таким образом зависимость энергии возбуждения от  $z^2/A$  можно сравнить с экспериментальными данными по числу и энергии вторичных нейтронов /7/.

2) Для определенных значений  $z$  и  $A$ , но для разных значений отношения  $A_1/A_2$ . Результаты такого расчета можно сравнить с экспериментальными данными относительно числа вторичных нейтронов как функции  $A_1/A_2$  /8/. Эти две задачи следует решить для следующих вариантов:

а) спонтанное деление, т.е. в предположении, что сила трения отсутствует и с начальными условиями, содержащими  $\xi_2$ :

б) деление вблизи порога, т.е. также для силы трения, равной нулю, но с начальными условиями, содержащими  $\xi_1$ .

в) деление возбужденного ядра, т.е. с силой трения, отличной от нуля и с начальными значениями скоростей, равными нулю.

Для контроля, впрочем, следует в случаях а) и б) рассмотреть также варианты с силой трения, отличной от нуля, а в случае в) - вариант с силой трения, равной нулю.

Численное решение этих задач будет опубликовано в других работах.

В качестве приближенной оценки энергии возбуждения осколков можно рассмотреть сумму энергии деформации и кинетической энергии обоих осколков в точке разрыва шейки  $E_0 = U_2^{(1)} + U_3^{(2)} + \pi_2^{(1)} + \pi_2^{(2)} \equiv E_0^{(1)} + E_0^{(2)}$  ( $E_0^{(i)}$  определяется формулой (3); при  $t=0$   $\pi_3^{(i)}=0$ ). Оценим  $E_0$  в случае порогового и спонтанного деления для  $A_1/A_2 = 1$ . Как видно из (7).

$$\pi_2^{(1)} + \pi_2^{(2)} = \left(1 - \frac{5}{6} \frac{(b_1 + b_2)^2}{I_2}\right) (U_{\delta,0} - U_p), \text{ где } U_{\delta,0} - U_p = \frac{3}{10} \frac{e^2}{r_0} A^{3/2} \xi_{1,2}.$$

Согласно численным расчетам,  $b_1 + b_2 = 2,96$ ;  $I_2 \approx 12,7$ .

Тогда  $\pi_2^{(1)} + \pi_2^{(2)} \approx 0,4 (U_{\delta} - U_p)$ , остальные 60%  $U_{\delta} - U_p$  превращаются в энергию относительного движения осколков.  $E_0$  была вычислена для 4 ядер при прежних значениях  $r_0$  и  $\xi$ ;  $r_0 = 1,47 \cdot 10^{-13}$  см  $\xi = 48$  (новые значения  $r_0 = (1,2-1,25) \cdot 10^{-13}$  см и  $\xi = 50$ , по-видимому, мало меняют  $E_0$ ).

-11-

Элемент		U <sup>236</sup>		Pu <sup>240</sup>		Cm <sup>242</sup>		Cf <sup>252</sup>	
		порог.д	сп.д	порог.д	сп.д	порог.д	сп.д	порог.д	сп.д
$U_3^{(1)} + U_3^{(2)}$	в мэв	24,0	24,0	23,9	23,9	23,5	23,5	24,1	24,1
$T_2^{(1)} + T_2^{(2)}$	"	3,4	~ 0	5,2	3,2	7,7	7,0	8,0	7,2
$E_0$	"	27,4	24,0	29,1	27,1	31,2	30,5	32,1	31,3

Рост  $E_0$  с увеличением  $z^2/A$  связан с ростом  $T_1^{(1)} + T_2^{(2)}$ .  $U_0$  почти не меняется (причем  $U_{05}^{(1)} / U_{02}^{(1)} \approx 0,1$ ).  $E_0$ , по-видимому, заметно больше чем  $E_\infty$ .

Выражаю благодарность В.Г.Галицкому и В.М.Струтинскому за интересную дискуссию.

#### Л и т е р а т у р а

1. Б.Гейликман. Доклад на Женевской конференции 1955 г.
2. Б. Гейликман. Об асимметрии деления ядер ( в печати)
3. N. Bohr, J. Wheeler Phys. Rev., 1939, 56, 426
4. Я.И.Френкель, МЭФ, 1939, 9, 641
5. S. Frankel, N. Metropolis Phys. Rev., 1947, 72, 914
6. D. Hill, J. Wheeler Phys. Rev., 1953, 89, 1102
7. R.B. Leachman Phys. Rev., 1956, 101, 1005
8. I. Fraser, J. Milton Phys. Rev., 1954, 93, 818